

**Untersuchung der niedrigliegenden Niveaus
des ^{54}Fe durch die $(p,p'\gamma\gamma)$ -Reaktion**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Werner Lampert
aus
Nürnberg

Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York

1969

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	23. Juli 1969
Dekan:	Professor Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter:	Professor Dr. R. Fleischmann
Zweitberichterstatter:	Professor Dr. N. Fiebiger

Sonderdruck aus: Z. Physik 230, 337-357 (1970)

Untersuchung der niedrigliegenden Niveaus des ^{54}Fe durch die $(p, p'\gamma\gamma)$ -Reaktion

W. KREISCHE, W. LAMPERT, G. LOOS und D. WELTLE

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Eingegangen am 17. September 1969

Investigation of Low-Lying Levels in ^{54}Fe by the $(p, p'\gamma\gamma)$ -Reaction

The low-lying levels of ^{54}Fe were studied. The method of $\gamma\gamma$ -triple-correlations was used. Angular distributions were also measured. The levels at 2.5 MeV were found to be a doublet, with $I=0^{(+)}$ for the 2563 keV-level and $I=4^{(+)}$ or $2^{(+)}$ for the lower level at 2539 keV. The experimental level scheme is compared with calculations according to nuclear models.

1. Einleitung

Bei den stabilen gg -Kernen der $1f_{7/2}$ -Schale (Ca, Ti, Cr, Fe und Ni) tritt in systematischer Weise bei etwa 2–3 MeV Anregungsenergie ein 0^+ -Niveau auf^{1,2}, das mit Schalenmodellrechnungen^{3,4} nicht beschrieben werden kann. Zur theoretischen Erklärung der Anregungsmechanismen sind genaue Untersuchungen der niedrigliegenden Niveaus dieser Kerne notwendig. Dazu wurden in dieser Arbeit Messungen am ^{54}Fe durchgeführt.

Die Fig. 1 zeigt das Termschema des ^{54}Fe . Die Energien der Niveaus wurden durch magnetspektroskopische Messungen^{5,6} der inelastisch gestreuten Protonen bestimmt. Das 2534 keV-Niveau haben Aspinall et al.⁵ nicht gefunden, während es Sperduto und Buechner⁶ aufgrund ihrer Messungen angeben. Die Spins wurden aus Streuexperimenten und durch Korrelationsmessungen^{2,7} ermittelt. Daraus ergibt sich für das 2960 keV-Niveau der Spin $I=2$. Andererseits scheint der Spin $I=6$ aus Untersuchungen⁸ des β^+ -Zerfalls eines isomeren Zustandes des ^{54}Co zu diesem Niveau und der davon ausgehenden dreifachen γ -Kaskade

1 Mo, J.N., Twin, P.J., Willmott, J.C.: Nucl. Phys. **89**, 686 (1966).

2 Church, D.J., Horoshko, R.N., Mitchell, G.: Phys. Rev. **160**, 894 (1967).

3 McCullen, J.D., Bayman, B.F., Zamick, L.: Phys. Rev. **134**, B 515 (1964).

4 Shalit, A. de, Talmi, I.: Nuclear shell theory, p. 348. New York: Academic Press 1963.

5 Aspinall, A., Brown, G., Warren, S.E.: Nucl. Phys. **46**, 33 (1963).

6 Sperduto, A., Buechner, W.W.: Phys. Rev. **134**, B 142 (1964).

7 Thomas, M.F., Poletti, A.R., Grace, M.A.: Nucl. Phys. **78**, 561 (1966).

8 Sutton, D.C., Hill, H.A., Sherr, R.: Bull. Am. Phys. Soc. **4**, 278 (1959).

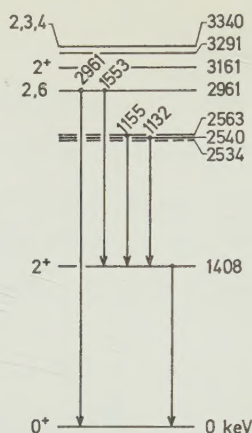


Fig. 1. Das bisher bekannte Termschema des ^{54}Fe . Es sind die in dieser Arbeit gemessenen Übergänge eingetragen

zum Grundzustand zu folgen. Das Termschema des ^{54}Fe ist somit nur unvollständig aufgeklärt. Zur Untersuchung der niedrigliegenden Niveaus wurden die Winkelverteilungen der von den Niveaus ausgehenden γ -Quanten gemessen, sowie die Winkelkorrelationen der Kaskaden über den 1. angeregten Zustand zum Grundzustand. In Fig. 1 sind die gemessenen Quantenübergänge eingezeichnet.

Thomas et al.⁷ haben $(p'\gamma)$ -Korrelationen gemessen. Sie konnten die bei 2,5 MeV liegenden Niveaus nicht trennen. Church et al.² haben eine Protoneneinschußenergie gewählt, bei der das 2564 keV-Niveau stark und die benachbarten Niveaus nur schwach angeregt werden. Sie haben die $(\gamma\gamma)$ -Korrelation mit zwei NaJ-Zählern gemessen. Dabei ist der Beitrag der schwach angeregten Nachbarniveaus zu vernachlässigen.

Im Unterschied zu diesen bisherigen Messungen wurde hier eine Ge(Li)-NaJ-Koinzidenzanordnung verwendet. Damit wurden die von den benachbarten Niveaus ausgehenden γ -Quanten getrennt nachgewiesen. Insbesondere wurde mit dem Ge(Li)-Zähler untersucht, ob es bei 2,5 MeV zwei oder drei Niveaus gibt.

2. Die Methode der Korrelationsmessungen

Die allgemeine Theorie der Winkelkorrelationen wird zusammenfassend von Ferguson⁹ behandelt. In einer vorhergehenden Arbeit¹⁰ ist die Anwendung dieser Meßmethode ausführlich beschrieben worden.

9 Ferguson, A. J.: Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy. Amsterdam: North Holland Publ. Co. 1965.

10 Loos, G.: Dissertation, Erlangen 1968. — Kreische, W., Lampert, W., Loos, G., Weltle, D.: Z. Physik **218**, 153 (1968).

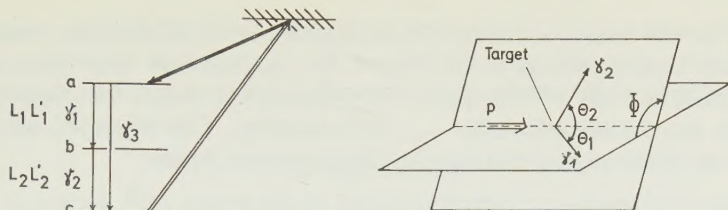


Fig. 2. Schematische Darstellung der Reaktion im Termschema (links) und in der Geometrie (rechts)

Darin werden insbesondere die Anwendungsgrenzen sowie mögliche Fehlerquellen und Störungen bei der Messung und bei der Auswertung an der Rechenmaschine diskutiert. Die folgende Beschreibung beschränkt sich daher auf eine zusammenfassende Darstellung, ohne auf Einzelheiten näher einzugehen.

In dieser Arbeit ist zur Spinbestimmung der Spezialfall der $\gamma\gamma$ -Tripelkorrelationsmessungen benutzt worden. Nach Litherland und Ferguson⁹ wird dies als „Methode I“ bezeichnet. In der Fig. 2 ist die Reaktion schematisch im Termschema und in der Geometrie dargestellt.

Das angeregte Niveau mit dem Spin a wird durch inelastische Protonenstreuung über einen Zwischenzustand bevölkert, dessen Spin und Parität nicht notwendigerweise scharf zu sein brauchen. Das auslaufende Proton wird nicht beobachtet. Die Reaktion verläuft axialsymmetrisch bezüglich der Strahlachse. Daraus folgt eine symmetrische Besetzung der negativen und positiven magnetischen Unterzustände des angeregten Niveaus. Es gilt: $P(\alpha) = P(-\alpha)$, wobei $P(\alpha)$ die Besetzungswahrscheinlichkeit des magnetischen Unterzustandes α des Niveaus a ist. Die Unterzustände α sind nicht gleichmäßig besetzt. Der Kern ist bezüglich der Strahlachse ausgerichtet, er hat ein „alignment“. Die Winkelkorrelation der beiden γ -Quanten der Kaskade wird in Abhängigkeit von Θ_1 , Θ_2 und Φ gemessen. Dabei bezeichnet Θ_1 den Winkel zwischen der Strahlachse und dem 1. Quant der Kaskade, Θ_2 den zum 2. Quant. Mit Φ bezeichnet man den Azimutwinkel zwischen den beiden γ -Quanten. Es treten also drei Winkel und damit drei Richtungen auf (Fig. 2b), so daß eine „Tripelkorrelation“ gemessen wird. Von einer Zweifachkorrelation spricht man hingegen bei der Messung der Winkelverteilung der γ_1 -Quanten und der γ_3 -Quanten relativ zur Strahlachse (Fig. 2a).

Die theoretische Tripelkorrelationsfunktion für den vorliegenden Fall läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) = \sum_{\substack{0 \leq \alpha \\ (L_1 L_1', L_2 L_2')}} P(\alpha) \cdot \delta_1^{r_1} \cdot \delta_2^{r_2} \cdot (2 - \delta_{\alpha 0}) \cdot \left[\sum_{KMN} C_{KM}^N \cdot Q_K \cdot Q_M \cdot X_{KM}^N(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) \right].$$

$P(\alpha)$ ist die schon erwähnte Besetzungswahrscheinlichkeit des magnetischen Unterzustandes α . Da $P(\alpha) = P(-\alpha)$, wird nur über positive α summiert und mit 2 multipliziert. $P(0)$ kommt nur einmal vor. Dies wird durch das Kroneckersymbol $\delta_{\alpha 0}$ berücksichtigt. Die Werte δ_1 und δ_2 sind die Mischungsverhältnisse der Multipolamplituden:

$$\delta_1 = \frac{\langle b \| L'_1 \| a \rangle}{\langle b \| L_1 \| a \rangle}, \quad \delta_2 = \frac{\langle c \| L'_2 \| b \rangle}{\langle c \| L_2 \| b \rangle}.$$

Es gilt $L_1 \leq L'_1$ und $L_2 \leq L'_2$. Bei Beschränkung auf Multipolstrahlung 1. und 2. Ordnung (Dipol- und Quadrupolstrahlung) gibt δ das Mischungsverhältnis von elektrischer Quadrupol- zu magnetischer Dipolstrahlung an. Die Potenzen r_1 und r_2 nehmen folgende Werte an: $r=0$ für reine Dipolstrahlung, $r=1$ für eine Dipol-Quadrupol-Mischung und $r=2$ für reine Quadrupolstrahlung.

Die tabellierten Koeffizienten C_{KM}^N hängen von den Spins a, b und c der Kaskade und von den Multipolstrahlungen L_1, L'_1 und L_2, L'_2 ab. Man findet sie in Ref. ^{9,10}; dort sind auch K, M und N erklärt.

Die X -Funktionen (Winkelfunktionen) lassen sich als Produkt der zugeordneten Legendrefunktionen schreiben:

$$X_{KM}^N(\Theta_1, \Theta_2, \Phi) = B(K, M, N) \cdot P_K^N(\cos \Theta_1) \cdot P_M^N(\cos \Theta_2) \cdot \cos N \Phi.$$

In $B(K, M, N)$ sind alle anderen Faktoren zusammengefaßt. Die theoretische Tripelkorrelationsfunktion wird durch die Schwächungskoeffizienten Q_K und Q_M korrigiert. Sie berücksichtigen die endliche Ausdehnung der Detektoren für die γ_1 - und γ_2 -Quanten.

Durch die Messung der Tripelkorrelation können also im allgemeinen Fall die Spins a, b und c der an der Kaskade beteiligten Niveaus, die Mischungsverhältnisse δ_1 und δ_2 der Multipolstrahlungen und die Besetzungswahrscheinlichkeiten der magnetischen Unterzustände des Ausgangsniveaus bestimmt werden.

Bei den hier durchgeführten Messungen sind Spin und Parität der Niveaus b und c bekannt; der von a gesucht. Es handelt sich um den Grundzustand mit dem Spin $c^\pi = 0^+$ sowie um das 1. angeregte Niveau mit dem Spin $b^\pi = 2^+$. Der Übergang von 2^+ nach 0^+ ist eine reine elektrische Quadrupolstrahlung. Dadurch wird die Tripelkorrelationsfunktion $W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ unabhängig von δ_2 .

Es werden Koinzidenzen N_K zwischen γ_1 und γ_2 gemessen. Mit den Meßwerten $N_K(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ wird ein χ^2 -Test durchgeführt. Zu einer vorgegebenen Spinkombination $(a, 2, 0)$ berechnet man χ^2 in Abhängigkeit von δ_1 . Man setzt $\delta_1 = \tan \alpha$ und variiert α in äquidistanten Schritten. Auf diese Weise erreicht man, daß der physikalisch sinnvolle Bereich kleiner δ_1 -Werte (großer Dipolanteil mit kleiner Quadrupolbeimischung)

genauer untersucht wird. Man berechnet die $\chi^2(\delta_1)$ -Kurvenschar für alle möglichen Spinwerte a als Scharparameter. Der zum absoluten Minimum der Kurvenschar gehörende Spin a wird dem untersuchten Niveau zugeordnet.

3. Experimente

Der Kern ^{54}Fe wurde durch inelastische Protonenstreuung angeregt. Die Reaktion wurde am Erlanger Tandem-Beschleuniger bei einer Protoneneinschußenergie von 6,6 MeV durchgeführt. Das Target bestand aus zu 97,1% angereichertem ^{54}Fe in Form von Fe_2O_3^* . Das Oxyd wurde in Azeton aufgeschwemmt und durch Sedimentation auf 0,1 mm dickes Tantalblech aufgetragen. In diesem werden die Protonen vollständig gestoppt. Die Massenbelegung des Targets beträgt etwa 1 mg/cm^2 . Der Versuchsaufbau wurde gegenüber den in Ref.¹⁰ durchgeführten Messungen am ^{56}Fe wie folgt ergänzt: Zwischen Blende 2 und Target wurde eine 20 cm dicke Bleimauer aufgebaut. Dadurch wird die Strahlung, die durch die an den Blenden gestreuten Protonen entsteht, weitgehend abgeschirmt.

3.1. Messungen mit der Summenkoinzidenz-Anordnung

Zum Nachweis der γ -Quanten sind ein $4 \frac{1}{2}'' \varnothing \times 5''$ -NaJ(Tl)-Szintillationskristall und ein $5'' \varnothing \times 4 \frac{1}{2}''$ -NaJ(Tl)-Szintillationskristall verwendet worden. Beide sind mit 14stufigen XP 1040-Fotomultipliern verbunden. Die Kristallfassungen stecken in konischen Bleiabschirmungen von 25 mm Wandstärke. Die von den Niveaus bei 2,5 MeV ausgehenden γ -Quanten unterscheiden sich nur um rund 20 keV Quantenenergie. Sie können deshalb mit NaJ-Szintillatoren nicht getrennt nachgewiesen werden.

Die beiden γ -Quanten des Kaskadenübergangs von 2,96 MeV $\rightarrow$ 1,41 MeV $\rightarrow$ 0 MeV haben $E_1 = 1,55 \text{ MeV}$ und $E_2 = 1,41 \text{ MeV}$. Das Energieauflösungsvermögen der NaJ-Kristalle beträgt etwa 10% (140 bis 150 keV). Damit sind diese beiden γ -Quanten gerade noch getrennt nachweisbar. Eine Verbesserung des Energieauflösungsvermögens erscheint jedoch wünschenswert. Diese Verbesserung erreicht man durch die von Hoogenboom¹¹ entwickelte Summenkoinzidenzmethode. Die Fig. 3 zeigt das Blockschaltbild.

Es werden zwei fast-slow-Koinzidenzkreise verwendet. Einer der beiden Eingangsimpulse der zweiten schnellen Koinzidenz (KoS2) wird um 110 ns verzögert, so daß nur zufällige Koinzidenzen gezählt werden. Dadurch werden die Gesamt- und Zufallskoinzidenzen gleichzeitig gemessen. Das Zeitaufklärungsvermögen der schnellen Koinzidenzen be-

* Hergestellt von Isotopes Development Center, Oak Ridge, Tennessee.

11 Hoogenboom, A. M.: Nucl. Instr. 3, 57 (1958).

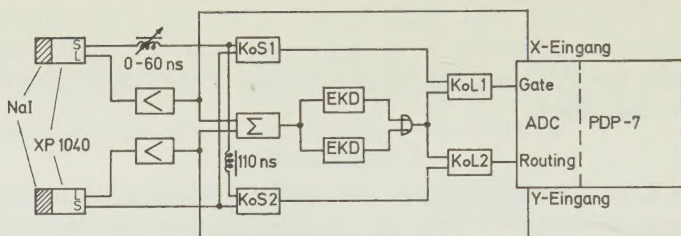


Fig. 3. Blockschaltbild der Summenkoinzidenz-Anordnung. Die addierten Impulse werden auf zwei Einkanaldiskriminatoren gegeben. Dadurch werden gleichzeitig zwei Kaskaden gemessen

trägt jeweils 17 ns. Die Energiebedingung der Koinzidenzanordnung wird folgendermaßen festgelegt: Die energieproportionalen Impulse der beiden Detektoren werden aufsummiert. Mit einem nachfolgenden Einkanaldiskriminator wird der Summenimpuls ausgeblendet. Die langsame Koinzidenz gibt also nur dann einen Ausgangsimpuls, wenn für die nachgewiesenen Quanten neben der zeitlichen Koinzidenz die Energiebedingung $E_s = E_1 + E_2$ erfüllt ist.

Die energieproportionalen Impulse der beiden Spektrometer werden auf einer PDP-7-Datenverarbeitungsanlage in einer 512×512 -Matrix¹² dargestellt. Die Ausgangssignale der beiden Koinzidenzkreise steuern die jeweiligen Abspeicherung in der Matrix der Gesamtkoinzidenzen oder in der der zufälligen.

In der 2-dimensionalen XY-Analyse mißt man die Korrelation bei 2 Winkeltripeln gleichzeitig. Man mißt $N_k(\theta_1, \theta_2, \Phi)$ und $N_k(\theta'_1 = \theta_2, \theta'_2 = \theta_1, \Phi)$. Somit gewinnt man in der Meßzeit den Faktor 2.

Diese Summenkoinzidenz-Anordnung wurde an ^{60}Co mit den beiden γ -Quanten 1,17 und 1,33 MeV getestet. Die Fig. 4 zeigt das Ergebnis. Man erkennt deutlich die entscheidenden Vorteile der Summenkoinzidenzmethode:

(1) Verbesserung des Energieauflösungsvermögens. Im freien Spektrum beträgt das Auflösungsvermögen für die 1,33 MeV-Linie 10,5%, im Summenkoinzidenzspektrum dagegen 8,2%.

(2) Unterdrückung des Comptonuntergrundes. Die 1,17 MeV-Linie sitzt an der Comptonkante der 1,33 MeV-Linie. Dadurch sitzen beide Peaks im freien Spektrum auf verschiedenem Untergrund. Durch die Energiebedingung $E_s = E_1 + E_2$ werden nur totalabsorbierte Quanten registriert und somit der Comptonuntergrund unterdrückt. Daher sind die Linien im Summenkoinzidenzspektrum gleich hoch.

12 Cuno, H.H.: Verhandl. DPG (VI) 3, 303 (1968).

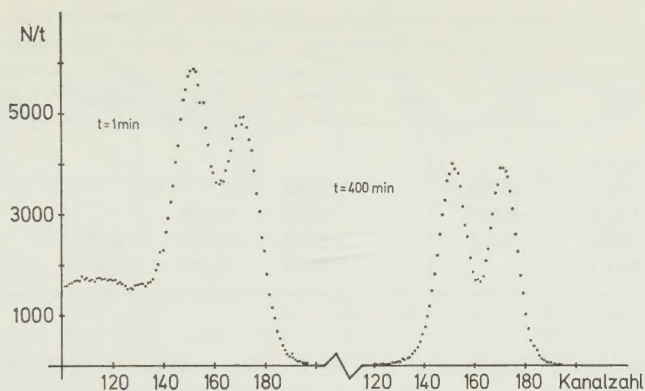


Fig. 4. Vergleich zwischen einem freien ^{60}Co -Spektrum (links) und einem mit der Summenkoinzidenz-Anordnung aufgenommenen (rechts)

Bei den Messungen am ^{54}Fe sind nach der Addierstufe zwei Einkanal diskriminatoren eingeschaltet worden. Die eingestellten Fenster entsprechen den Impulshöhen von 2,5 und 2,96 MeV. Damit lassen sich gleichzeitig zwei Kaskaden messen.

Zur Vermeidung systematischer Fehler wurde die Reihenfolge der Winkeltripel statistisch variiert. Bei jedem Winkeltripel wurde dreimal gemessen. Die Gesamtmeßzeit betrug etwa 90 min pro Tripel. Während der Messungen wurden von Parallelausgängen der Verstärker mit einem Vielkanalanalysator ND 180 die Einzelspektren aufgenommen und die Lage der Peaks überprüft. Es traten keine Verstärkungsschwankungen auf. Unmittelbar nach Beendigung der jeweiligen Messungen wurden die Daten „on line“ ausgewertet. Es wurde über die Totalabsorptionspeaks integriert. Die Ergebnisse wurden hinsichtlich des Untergrundes und der zufälligen Koinzidenzen korrigiert. Der Untergrund betrug etwa 10 bis 20% der Gesamtzählrate. Er war wesentlich geringer als bei den ^{56}Fe -Messungen (etwa 50%)¹⁰, bei denen die Summenkoinzidenzmethode nicht benutzt worden war.

Zur Spinbestimmung berechnet man für eine vorgegebene Spinfolge ($a, 2, 0$) mit $a=0, 1, 2, 3$ und 4 die theoretische Tripelkorrelationsfunktion $W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ und führt mit den Meßwerten einen χ^2 -Test durch.

In der Tabelle 1 sind die Ergebnisse für die 1,14–1,41 MeV-Kaskade zusammengefaßt. Es ist aber bekannt, daß bei rund 2,5 MeV mehr als ein Niveau vorhanden ist. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß das $\chi^2_{\min}$ für einen einzelnen Spinwert sehr klein wird. Tatsächlich liegen auch alle χ^2 -Werte über 100, das bedeutet über der 0,1%-Vertrauensgrenze.

Tabelle 1. Ergebnisse der Tripelkorrelationsmessungen der 2,5 MeV-Niveaus. Die gemessene Korrelation ist eine Überlagerung von zwei oder drei Korrelationen

Spin a	$\chi^2_{\min}$	δ_1	$P(0)$	$P(1)$	$P(2)$	$P(3)$	$P(4)$
0	717,9		1				
1	274,7	0,268	1	1,590			
2	199,0	-0,087	1	0,858	0,506		
3	210,8	-0,521	1	1,132	0,739	0,563	
4	175,2		1	0,429	0,346	0,319	0,285

Das größte χ^2 ergibt sich für $a=0$. Man erkennt jedoch in Fig. 5, daß die Meßwerte in verschiedenen Winkelbereichen einen ähnlichen strukturellen Verlauf zeigen wie die stark ausgeprägte theoretische Tripelkorrelation für $(0, 2, 0)$, nämlich in folgenden Winkelbereichen: $(\Theta_1=90^\circ, \Theta_2=0^\circ \dots 90^\circ, \Phi=180^\circ)$, $(\Theta_1=0^\circ \dots 90^\circ, \Theta_2=90^\circ, \Phi=180^\circ)$, $(\Theta_1=60^\circ, \Theta_2=0^\circ \dots 90^\circ, \Phi=180^\circ)$ und $(\Theta_1=0^\circ \dots 90^\circ, \Theta_2=60^\circ, \Phi=180^\circ)$.

Zur genaueren Untersuchung muß man deshalb die theoretische Tripelkorrelation für $a=0$ mit den Korrelationen für $a=1, 2, 3$ und 4 überlagern. Die Meßwerte werden mit diesen Überlagerungen gefittet. Das $\chi^2_{\min}$ hängt dann von dem Anteil ab, mit dem die Korrelation des Spins 0 beigemischt worden ist. Zur Durchführung dieser Rechnungen ist ein Rechenmaschinenprogramm für die Zuse Z 23 entwickelt worden. Damit können bis zu drei theoretische Tripelkorrelationen einander überlagert werden.

Die Ergebnisse für die Überlagerung zweier Korrelationen sollen an Hand der Fig. 6a und b diskutiert werden. In Fig. 6a ist für eine Überlagerung der $(0, 2, 0)$ -Korrelation mit einer $(a, 2, 0)$ -Korrelation ($a=1, 2, 3, 4$) das $\chi^2_{\min}$ als Funktion des Anteils der $(0, 2, 0)$ -Korrelation aufgetragen. Wenn der Anteil 0 ist, erhält man das $\chi^2_{\min}$ des jeweiligen Spins a aus Tabelle 2, wenn der Anteil 1 ist, ergibt sich das $\chi^2_{\min}$ für $a=0$. Für eine Beimischung von 0,26 bis 0,30 erhält man das absolute $\chi^2_{\min}$ der jeweiligen Kurve. Der allein entscheidende Beitrag zur Absenkung des $\chi^2_{\min}$ kommt demnach von der $(0, 2, 0)$ -Korrelation. Diese Aussage wird durch das Ergebnis aus Fig. 6b unterstützt. Hier sind zwei Überlagerungen der $(4, 2, 0)$ -Korrelation mit der $(2, 2, 0)$ - bzw. $(3, 2, 0)$ -Korrelation aufgetragen. Das $\chi^2_{\min}$ ändert sich nur geringfügig.

Fig. 5. Winkelkorrelation der von den 2,5 MeV-Niveaus ausgehenden $\gamma\gamma$ -Kaskaden. Es sind die theoretischen Tripelkorrelationen für $a=0$ und $a=4$ und für eine Überlagerung der beiden eingezeichnet

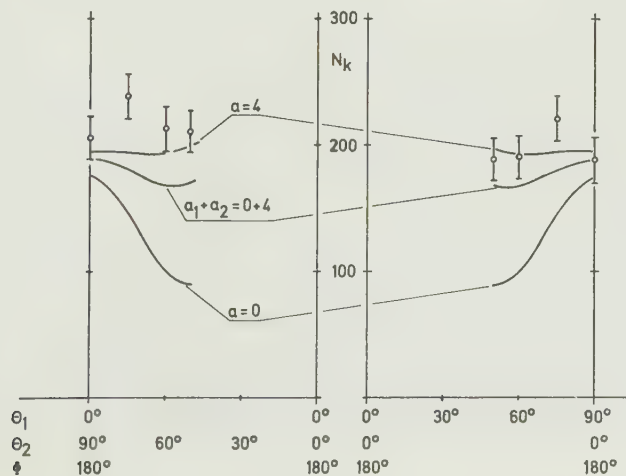
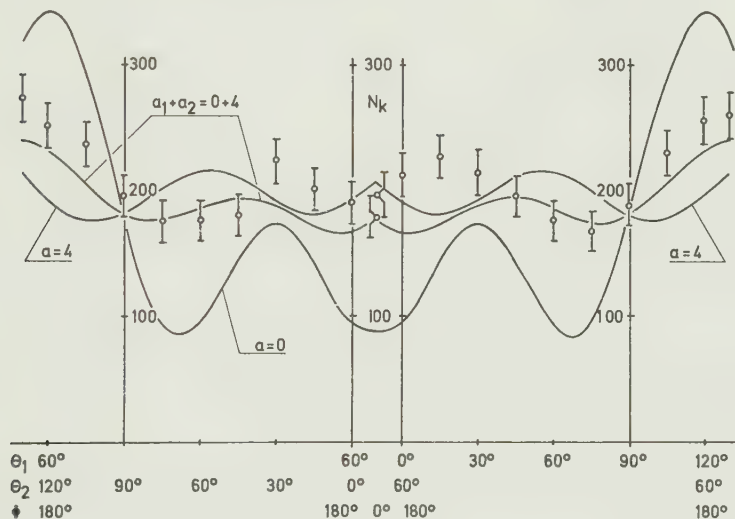
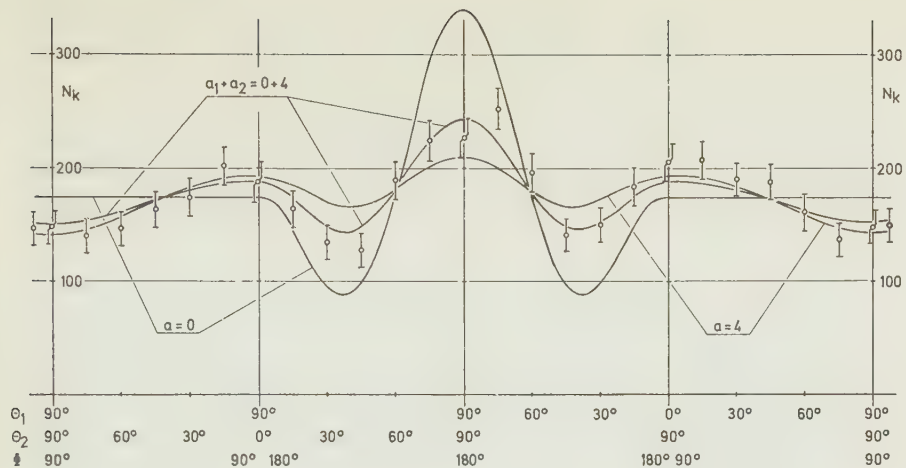


Fig. 5

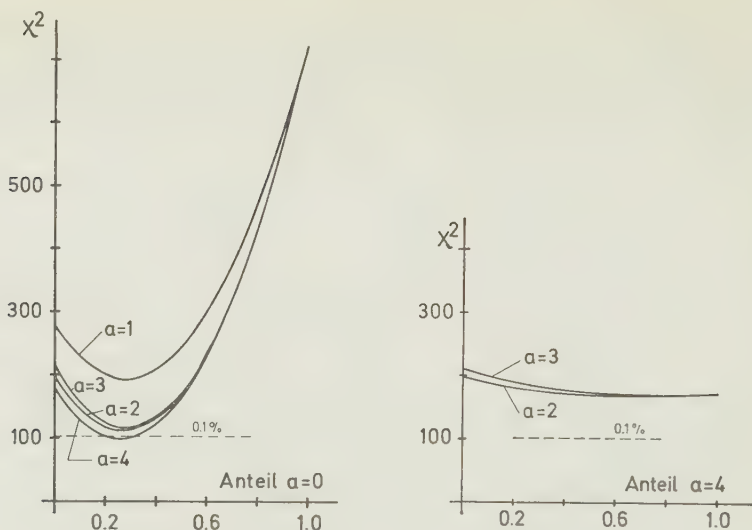


Fig. 6. Überlagerung zweier Korrelationen

Das kleinste $\chi_{\min}^2$ für eine Überlagerung zweier Korrelationen erhält man für die Mischung (0, 2, 0) mit (4, 2, 0):

$$0,26 \cdot (0, 2, 0) + 0,74 \cdot (4, 2, 0) \text{ ergibt } \chi_{\min}^2 = 96,75.$$

Dieser Wert liegt knapp unter der 0,1%-Vertrauensgrenze von 99,6. Das nächsthöhere $\chi_{\min}^2$ erhält man für:

$$0,28 \cdot (0, 2, 0) + 0,72 \cdot (2, 2, 0) \text{ ergibt } \chi_{\min}^2 = 109,52.$$

In der gleichen Weise wurde die Überlagerung dreier Korrelationen untersucht. Da sich bei den obigen Untersuchungen die kleinsten $\chi_{\min}^2$ für die Kombination aus (0, 2, 0), (2, 2, 0) und (4, 2, 0) ergaben, beschränkte sich die Untersuchung auf diese drei Spinfolgen.

Das kleinste $\chi_{\min}^2$ erhielt man für folgende Überlagerungen:

$$0,26 \cdot (0, 2, 0) + 0,20 \cdot (2, 2, 0) + 0,54 \cdot (4, 2, 0) \text{ ergibt } \chi_{\min}^2 = 93,72.$$

Das Signifikante dieser Ergebnisse ist der gleiche Anteil von 0,26 der (0, 2, 0)-Korrelation wie oben und der größere Anteil der (4, 2, 0)-Korrelation. Außerdem unterscheiden sich die beiden $\chi_{\min}^2$ -Werte (96,75 und 93,72) nur sehr wenig voneinander. Man kann deshalb hieraus nicht entscheiden, ob es sich um zwei Niveaus mit den Spins 0 und 4 oder um drei Niveaus mit $a=0$, 2 und 4 handelt. Dagegen weisen die Rechnungen darauf hin, daß einem der Niveaus der Spin $a=0$ zuzuordnen ist.

Aus den vorliegenden Messungen kann dieses Ergebnis nur indirekt abgeleitet werden. Es erscheint deshalb eine direkte Messung zur Absicherung dieser Aussage wünschenswert. Dies ist durch die Verwendung von Ge(Li)-Zählern möglich.

3.2. Verwendung eines Ge(Li)-Zählers

Nach Aspinall et al.⁵ gibt es zwei Niveaus bei 2540 und 2564 keV, nach Sperduto und Buechner⁶ gibt es ein drittes bei 2534 keV. Die von diesen Niveaus ausgehenden γ -Quanten sind mit Ge(Li)-Detektoren getrennt nachweisbar. Daher wurde der eine Szintillationszähler durch eine koaxial-gedriftete Ge(Li)-Diode von 12 ccm aktivem Volumen ersetzt.

An Stelle der Summenkoinzidenz-Anordnung wurde ein fast-slow-Koinzidenzkreis verwendet. Dem Vorteil des äußerst guten Energieauflösungsvermögens von etwa 7 keV stehen Nachteile gegenüber:

(1) Wegen der großen zeitlichen Schwankung des Impulsanstiegs im Ge(Li)-Detektor mußte die Auflöszeit der schnellen Koinzidenz von 17 auf 36 ns vergrößert werden. Dadurch verdoppelt sich die Zahl der zufälligen Koinzidenzen bei gleichen Einzelzählraten ($N_{zk} = 2\tau \cdot N_1 \cdot N_2$). Verzögerungskurven, die mit der Vernichtungsstrahlung gemessen wurden, hatten einen konstanten Maximalwert über etwa 12 ns. Daraus kann man schließen, daß unter diesen Bedingungen Koinzidenzverluste unwahrscheinlich sind und somit auch bei den höherenergetischen Quanten des ^{54}Fe .

(2) Wegen des kleinen Detektorvolumens ergaben sich wesentlich längere Meßzeiten. Daher wurde nur bei einem Teil der vorher erfaßten Winkeltripel gemessen.

Es wurde ein Winkelbereich gewählt, in dem die (0, 2, 0)-Korrelation eine von den anderen Korrelationen verschiedene Struktur hat. Der Ge(Li)-Detektor wurde deshalb unter 60° gestellt, der Szintillationszähler wurde zwischen 0° und 120° variiert. In der 2-dimensionalen XY-Analyse mißt man wieder gleichzeitig die beiden Winkelbereiche ($\Theta_1 = 60^\circ$, $\Theta_2 = 0^\circ \dots 120^\circ$, $\Phi = 180^\circ$) und ($\Theta_1 = 0^\circ \dots 120^\circ$, $\Theta_2 = 60^\circ$, $\Phi = 180^\circ$). Im 1. Winkelbereich weist man γ_1 (1,13 bzw. 1,15 MeV) im Ge(Li)-Detektor nach, γ_2 (1,41 MeV) im schwenkbaren NaJ-Zähler. Man trennt also die einzelnen Niveaus. Dies ist im 2. Winkelbereich jedoch nicht der Fall: Hier wird γ_1 im schwenkbaren NaJ-Zähler nachgewiesen und somit nicht getrennt. Eine volle Ausnutzung der 2-dimensionalen Analyse ist erst durch den Einsatz zweier Ge(Li)-Detektoren möglich. Dazu braucht man wegen der geringen Zählrate jedoch Ge(Li)-Detektoren mit größerem

aktivem Volumen als sie derzeit verfügbar sind. Das Experiment wurde in der gleichen Weise wie die Messungen mit der Summenkoinzidenz durchgeführt und ausgewertet.

4. Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus den Messungen mit der Summenkoinzidenz und aus den Messungen mit dem Ge(Li)-Detektor zusammengefaßt dargestellt.

4.1. Energiebestimmung der Niveaus des ^{54}Fe

Die Energiewerte der angeregten Niveaus des ^{54}Fe sind bisher nur durch die inelastisch gestreuten Protonen magnetspektroskopisch gemessen worden. Durch die Analyse der mit dem Ge(Li)-Detektor aufgenommenen γ -Spektren konnten sie hier erstmals mit vergleichbarer Genauigkeit aus γ -spektroskopischen Daten bestimmt werden. Diese Methode hat gegenüber der ersteren den Vorteil, daß das Energieauflösungsvermögen unabhängig ist von der Targetdicke und der Energieunschärfe des Protonenstrahls. Zur Eichung wurde ein ThC''-Spektrum aufgenommen. Die PDP-7 wurde als 4096-Kanal-Analysator eingesetzt. Die Energiewerte wurden dem Heath-Katalog¹³ entnommen. Der Zusammenhang zwischen Energie und Impulshöhe (Kanallage) war linear bis zur höchsten vorkommenden Energie $E=2615$ keV. Mit der so erhaltenen Eichgeraden wurden die Energien der vom ^{54}Fe ausgesandten γ -Quanten ermittelt. Die Fig. 7 zeigt das mit dem Ge(Li)-Detektor aufgenommene γ -Spektrum.

Die Energie des 1. angeregten Zustands ergibt sich aus der γ -Energie des direkten Übergangs. Beim 2. und 3. Niveau sind keine direkten Übergänge beobachtet worden. Deren Energien ergeben sich aus der Addition der Kaskaden-Quantenenergien.

Beim 4. und 5. Anregungszustand sind jeweils γ -Quanten des direkten Übergangs zu beobachten. Aber bis zu diesem Bereich kann die Eichgerade nicht mehr linear extrapoliert werden. Es ergeben sich im Vergleich zu den magnetspektroskopischen Daten um 10–15 keV zu niedrige Werte. Deshalb ist die Lage des 4. Niveaus wieder aus der Addition der Kaskadenquanten und zusätzlich mittels des 2. Escapepeaks, der im linearen Bereich der Eichung liegt, bestimmt worden. Beide Ergebnisse stimmen sehr gut überein. Die Lage des 5. Niveaus ist ebenfalls aus dem 2. Escapepeak ermittelt worden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

13 Heath, R. L.: Gamma-ray spektrum catalogue, 2nd ed. Washington D. C. 1964.

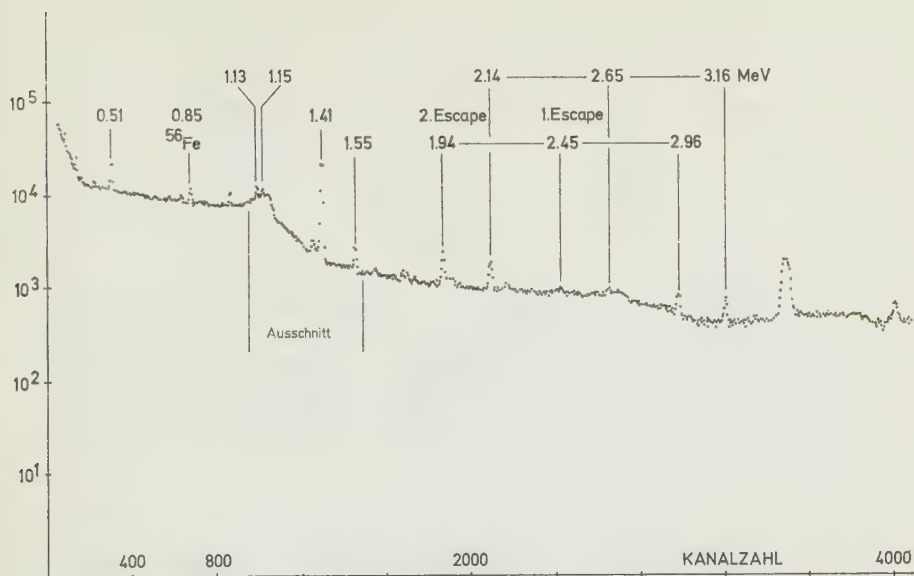
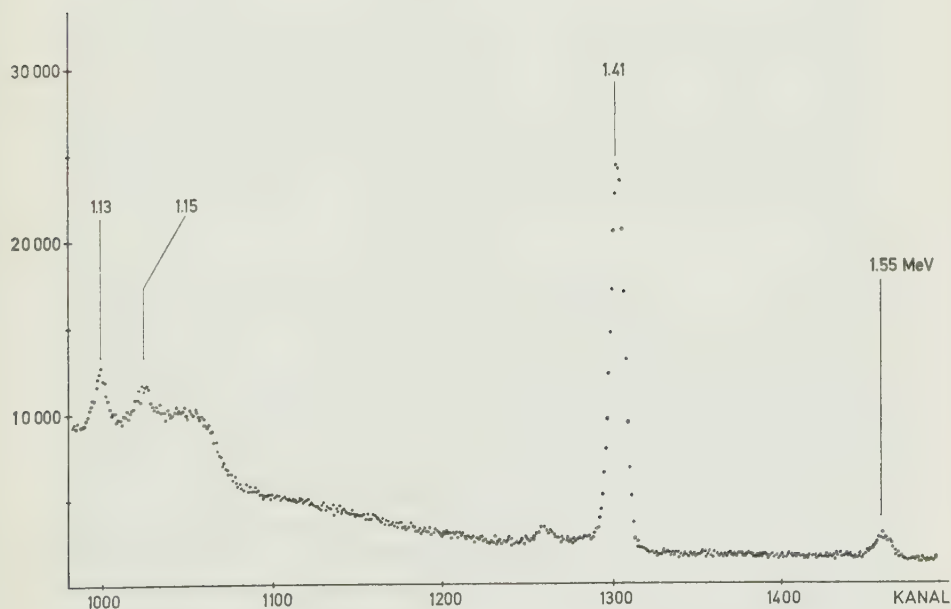
Fig. 7a. Mit dem Ge(Li)-Zähler aufgenommenes γ -Spektrum des ^{54}Fe 

Fig. 7b. Lineare Darstellung des in Fig. 7a eingezeichneten Ausschnitts

Tabelle 2. *Energien in keV der fünf niedrigsten Niveaus des ^{54}Fe*

Nr.	Ge(Li)	ABW ⁵	SB ⁶
1	1411 ± 3 — — —	1408 ± 4 — — —	1409 ± 4 2534 ± 5
2	2539 ± 3	2540 ± 5	2540 ± 6
3	2562 ± 3	2663 ± 5	2564 ± 5
4	2961 ± 5	2961 ± 6	2959 ± 5
5	3167 ± 5	3161 ± 6	3164 ± 5

Die Übereinstimmung zwischen den γ -spektroskopisch und magnet-spektroskopisch ermittelten Energien ist innerhalb der Meßgenauigkeit sehr gut. Jedoch konnte das von Sperduto und Buechner⁶ angegebene Niveau bei 2534 keV bei diesen Messungen nicht nachgewiesen werden. Darauf wird in Abschnitt 4.3 ausführlich eingegangen. Im folgenden werden die Niveaus einzeln diskutiert.

4.2. Das Niveau bei 1411 keV

Zur Überprüfung der Meßanordnung wurde die Winkelverteilung der 1411 keV γ -Quanten während zweier Strahlzeiten mit dem NaJ-Szintillationszähler gemessen. Die erste Messung wurde mit einem von Blatt¹⁴ entwickelten Programm ausgewertet; beim zweiten Mal wurde unmittelbar mit dem benutzten Analysierprogramm „AAS“¹⁵ ausgewertet. In beiden Meßzeiten ergab sich das kleinste χ^2 für den Übergang $2 \rightarrow 0$.

Die aus beiden Meßreihen erhaltenen Besetzungsparameter und Legendre-Koeffizienten sind für $I=2$ in sehr guter Übereinstimmung: $a_2/a_0=0,283$ und $a_4/a_0=-0,347$. Durch diese Bestätigung des Spins $I=2$ können systematische Fehlerquellen in der Meßapparatur ausgeschlossen werden.

4.3. Das Niveau bei 2534 keV

Sperduto und Buechner analysierten bei 7,033 MeV Protoneneinschußenergie die inelastisch gestreuten Protonen mit einem Magnet-spektrometer. Sie erhielten bei 2564 keV einen Peak und 24 keV tiefer einen weiteren, der zusammengesetzt erschien. Aus einem Vergleich der Peakform dieser Protonengruppe und der des Niveaus bei 2564 keV leiten sie aufgrund ihrer Ergebnisse aus drei Meßreihen die Existenz zweier Niveaus mit 2534 und 2540 keV Anregungsenergie ab.

Zum Vergleich mit den magnetspektroskopischen Messungen wurden in dieser Arbeit drei mit dem Ge(Li)-Detektor aufgenommene γ -Spektren ausgewertet. In den γ -Spektren findet man nur zwei Peaks bei 1131 und

¹⁴ Blatt, E.: Dissertation, Erlangen 1968.

¹⁵ Schlurick, T.: Diplomarbeit, Erlangen 1968.

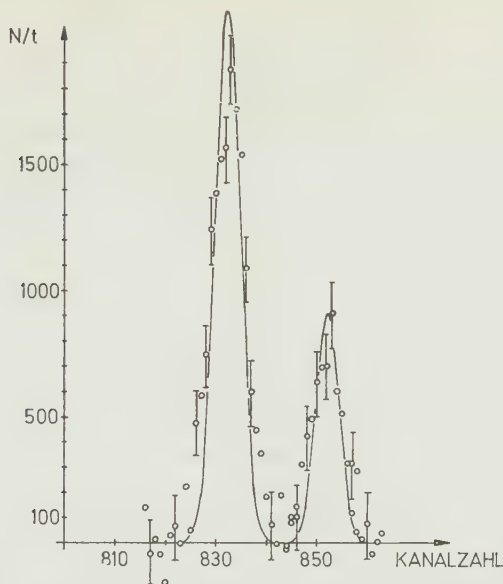


Fig. 8. Untergrundkorrigiertes ^{54}Fe -Spektrum (Ge-Zähler) zwischen 1120 und 1170 keV. Es sind die gefitteten Linien bei 1131 und 1155 keV eingezeichnet

1155 keV. Bei einem Energieauflösungsvermögen des Detektors von 7 keV müßte sich bei einem Niveauabstand von 6 keV (nach Sperduto und Buechner) das Auftreten von zwei γ -Quanten entweder in einer Asymmetrie (bei verschieden starker Anregung) oder in einer Verbreiterung (bei etwa gleicher Anregung) des Peaks bemerkbar machen.

Deswegen wurden die Halbwertsbreiten genau miteinander verglichen. Da diese beiden Totalabsorptionspeaks auf der Comptonkante der intensitätsreichen 1411 keV-Linie sitzen ($E_c = 1190$ keV), ist zunächst hinsichtlich des großen Untergrundes korrigiert worden. Die korrigierten Spektren werden mit dem von Blatt¹⁴ entwickelten PDP-7-Programm gefittet. Dieses Programm fittet einen vorgegebenen Peak mit einer Gaußkurve und bestimmt iterativ Lage, Höhe und Halbwertsbreite der Linie. Die untersuchten γ -Spektren sind bei 6,6 MeV Protoneneinschußenergie aufgenommen worden. Es ist denkbar, daß das Niveau dabei zu schwach angeregt wird. Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurde auch bei $E_p = 7,033$ MeV gemessen. Bei dieser Einschußenergie haben Sperduto und Buechner gemessen. Die Fig. 8 zeigt ein korrigiertes Spektrum mit den gefitteten Linien. Für die Halbwertsbreiten der beiden Linien ergeben sich die Werte $(6,53 \pm 0,55)$ keV und $(6,88 \pm 0,24)$ keV, die innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Es ergibt sich somit kein Hinweis auf die Existenz dieses dritten Niveaus.

4.4. Das Niveau bei 2539 keV

Dieses Niveau wurde durch die Messung der davon ausgehenden $\gamma\gamma$ -Kaskade untersucht. Die Korrelation wurde einmal mit der Summenkoinzidenz zusammen mit der des 23 keV höher liegenden Niveaus gemessen (Abschn. 3.1) und das 2. Mal davon getrennt unter Verwendung des Ge(Li)-Detektors (Abschn. 3.2). Bei den früheren Messungen^{2, 7} konnte dieses Niveau nicht getrennt von dem bei 2562 keV untersucht werden.

Im zweiten Fall konnte wegen der langen Meßdauer nur bei fünf Winkeltripeln gemessen werden: $\Theta_1 = 60^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ und $\Theta_2 = 0^\circ$, 30° , 60° , 90° , 120° . Durch diese geringe Zahl der Meßpunkte und durch die relativ großen Fehler läßt der χ^2 -Test dieser Messung allein deshalb keine sichere Entscheidung über die Spinbestimmung zu. Nur für $a=0$ liefert der χ^2 -Test einen Wert, der über der 0,1 %-Vertrauensgrenze liegt. Dieser Spin kann daher ausgeschlossen werden.

Eine systematische Untersuchung^{3, 16} der Kerne in der $f_{7/2}$ -Schale zeigt, daß Niveaus unter 3 MeV Anregungsenergie, die ungerade Spins $I=1$ oder 3 haben, nur bei den uu -Kernen auftreten. Diese allgemeine Erfahrung bestätigt das Ergebnis des χ^2 -Tests der Summenkoinzidenzmessungen (Tabelle 1). Dort haben die Spins $a=4$ und $a=2$ die kleinsten χ^2 -Werte (s. Fig. 6). Außerdem wurde im Experiment kein direkter Übergang beobachtet, wie er für $a=1$ oder 3 zu erwarten ist. Aufgrund dieser drei Tatsachen zusammen können die Spins $a=1$ und $a=3$ für dieses Niveau ausgeschlossen werden. Diesem Niveau kann somit der Spin $a=2$ oder $a=4$ zugeordnet werden. Zwischen diesen beiden Werten kann nicht zweifelsfrei entschieden werden, weil

a) bei den Ge-NaJ-Koinzidenzmessungen die Zahl der Meßpunkte zu klein ist und

b) bei der Summenkoinzidenzmessung die χ^2 -Werte für beide Spins über der 0,1 %-Vertrauensgrenze und sehr dicht beieinander liegen.

Bei den in Abschn. 3.1 beschriebenen Rechnungen zur Überlagerung zweier Korrelationen ergab sich allerdings für die Kombination $a=0$ und $a=4$ das absolut kleinste $\chi^2_{\min}$. Es lag auch unter der 0,1 %-Vertrauensgrenze (Fig. 6a). Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß der Spin $a=4$ für dieses Niveau wahrscheinlicher ist. Beide Möglichkeiten, $a=2$ und $a=4$ können im Rahmen von Kernmodellen beschrieben werden. Dies wird in Abschn. 5 diskutiert.

16 Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I.: Table of isotopes, 6th ed. New York 1967.

4.5. Das Niveau bei 2562 keV

Aus den Ergebnissen der Summenkoinzidenzmessungen kann man schließen, daß eines der 2,5 MeV-Niveaus den Spin $I=0$ hat. Da ein 2534-Niveau nicht existiert und beim 2539 keV-Niveau der Spin $I=0$ ausgeschlossen worden ist, erwartet man für das 2562 keV-Niveau den Spin $I=0$. Die Korrelation wurde bei den in Abschn. 4.4 angegebenen Winkeltripeln gemessen. Außerdem wurde die Winkelverteilung der 1151 keV-Quanten des Übergangs zum 1. angeregten Niveau gemessen. Auch von diesem Niveau konnte kein direkter Übergang beobachtet werden.

Gegen die Spins $I=1$ und $I=3$ gelten wieder die bereits oben angeführten Argumente (Abschn. 4.4). Die χ^2 -Werte für $I=2$ und 4 liegen unter dem χ^2 -Wert für $I=0$. Jedoch treten negative Besetzungsparameter auf, die physikalisch nicht sinnvoll sind. Setzt man die negativen Besetzungsparameter $\equiv 0$, so werden die neuen χ^2 -Werte vergleichbar mit dem Wert für $I=0$. Rechnet man mit den aus der Winkelkorrelation ermittelten Besetzungsparametern (die negativen setzt man $\equiv 0$) die Winkelverteilung aus und umgekehrt aus denen der Winkelverteilung die Winkelkorrelation, so erhält man nichtkonsistente Ergebnisse. Nur für den Spin $I=0$ stimmen die Winkelkorrelationsmessung und die Winkelverteilung miteinander überein (Fig. 9). Daraus ergibt sich für das 2563 keV-Niveau eindeutig der Spin $I=0$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem in Ref.² überein.

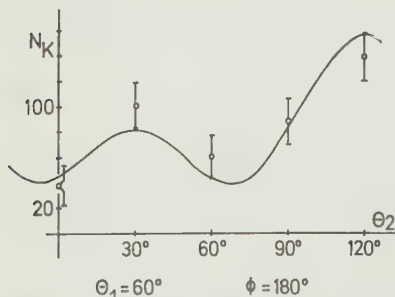


Fig. 9a. Korrelationsmessung (Ge-NaJ) der 1155–1410 keV-Kaskade. Es ist die theoretische Tripelkorrelation $W(\theta_1, \theta_2, \Phi)$ für den Spin $a=0$ eingezeichnet

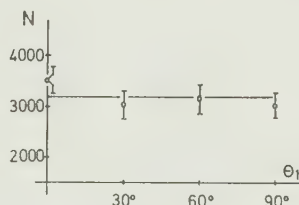


Fig. 9b. Winkelverteilung der 1155 keV-Quanten (γ_1) relativ zur Strahlachse. Es ist die theoretische Funktion $W(\theta_1)$ für den Spin $a=0$ eingezeichnet. Sie ist isotrop

4.6. Das Niveau bei 2961 keV

Die Meßergebnisse zu diesem Niveau sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Aus den Korrelationsmessungen mit der Summenkoinzidenz

erhält man das kleinste $\chi^2_{\min}$ für den Spin $I=2$. Dieser Wert liegt an der 0,1 %-Grenze, während die Werte für die anderen Spins darüber liegen (Tabelle 3).

Thomas et al.⁷ ermittelten für den Anteil des von diesem Niveau ausgehenden direkten Übergangs zum Grundzustand 63 %. Dieser starke Übergang wurde in der gleichen Größenordnung beobachtet.

Mit dem Ge(Li)-Zähler wurden auch die Winkelverteilungen des direkten Übergangs und des Übergangs zum ersten angeregten Niveau gemessen. Für den direkten Übergang stimmen die Ergebnisse für $I=2$ mit denen der Korrelation befriedigend überein. Das Ergebnis des Kaskadenübergangs ist mit der Spinannahme $I=2$ verträglich.

Tabelle 3. Ergebnisse der Messungen zum 2961 keV-Niveau. Bei den Winkelverteilungen ist das χ^2 sehr groß, weil die Meßwerte streuen und die statistischen Fehler klein sind

Korrelationsmessung (Summenkoinzidenz-Anordnung):

Spin a	$\chi^2_{\min}$	δ_1	$P(1)/P(0)$	$P(2)/P(0)$	$P(3)/P()$	$P(4)/P(0)$
0	1142,3					
1	209,9	0,364	0,870			
2	102,8	-0,087	0,696	0,361		
3	115,2	-0,521	0,884	0,770	0,261	
4	124,9		0,931	0,789	0,635	

Winkelverteilung (Ge-Zähler):

E_γ (keV)	Übergang	$\chi^2_{\min}$	δ_1	$P(1)/P(0)$	$P(2)/P(0)$
2961	1→0	262,6	0,364	4,15	
	2→0	250,5	-0,087	0,883	0,220
1551	0→2	880,1			
	1→2	648,8	0,364	0,357	0
	2→2	648,3	-0,087	-0,615	0,179

5. Diskussion

Die Fig. 10 zeigt das Termschema, wie es sich nach den vorliegenden Messungen ergibt. Das von Sperduto und Buechner⁶ angegebene 2534 keV-Niveau konnte nicht gefunden werden. Für das 2539 keV-Niveau kann nach den Messungen nicht sicher zwischen $I=2$ und $I=4$ entschieden werden. Dem 23 keV höher liegenden Niveau wurde eindeutig der Spin $I=0$ zugeordnet. Der Spin $I=2$ für das 2961 keV-Niveau ist mit früheren Ergebnissen⁷ aus inelastischen Streuexperimenten in Übereinstimmung.

Die Parität π der Niveaus kann mit Winkelkorrelationsmessungen nicht bestimmt werden. Dazu muß man die Linearpolarisation der γ -

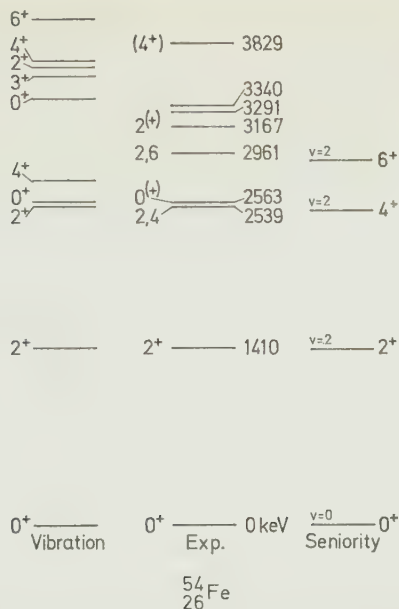


Fig. 10. Experimentelles Termschema des ^{54}Fe unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieser Arbeit. Es wird mit den theoretischen Niveauschemata des Vibrations- und Senioritymodells verglichen

Quanten messen. Nach de Shalit und Talmi¹⁷ erwartet man jedoch für niedrigliegende Anregungszustände die Parität $\pi = +1$ für gerade Spins und $\pi = -1$ für ungerade Spins. Danach sollten also die untersuchten Niveaus positive Parität haben, weil alle Spins gerade sind.

Der Kern ^{54}Fe ist sphärisch. Die $1f_{7/2}$ -Neutronenschale ist abgeschlossen ($N=28$). Mit $Z=26$ fehlen zwei Protonen zum Schalenabschluß. Es ist daher naheliegend, diesen Kern durch eine $(f_{7/2})^{-2}$ -Protonenkonfiguration zu beschreiben. Deshalb wird im folgenden das experimentelle Niveauschema mit Schalenmodellrechnungen verglichen. Außerdem werden die Aussagen des Vibrationsmodells diskutiert.

De Shalit und Talmi⁴ untersuchten die Eigenschaften der Kerne mit $(f_{7/2})^n$ -Konfiguration in der Beschreibung des Senioritymodells. Die Seniority v eines Systems gibt die Zahl der ungepaarten Nukleonen an. Bei dem gg -Kern ^{54}Fe sind im Grundzustand mit $I=0$ alle Nukleonen gepaart. Die Seniority ist daher $v=0$. Die Zustände mit unpaarigen Nukleonen liegen energetisch höher. Wegen der geraden Anzahl der Nukleonen kann die Seniority nur gerade sein. Bei zwei unpaarigen Nukleonen ($v=2$) gibt es drei Spinwerte: $I=2^+$, 4^+ und 6^+ . Diese liegen

17 Shalit, A. de, Talmi, I.: I.c., p. 199.

im ^{54}Fe bei 1,4 MeV (2^+), 2,5 MeV (4^+) und 2,9 MeV (6^+). Dies ist in Fig. 10 neben dem experimentellen Termschema eingetragen. Danach ist dem 2539 keV-Niveau $I=4^+$ zuzuordnen. Der Wert $I=6^+$ bei 2,9 MeV ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Sutton et al.⁸. Bei inelastischen Streuexperimenten ist jedoch an dieser Stelle ein Niveau mit $I=2$ nachgewiesen worden. Thomas et al.⁷ vermuten daher, daß bei 2,96 MeV engbenachbarte Niveaus mit $I=2$ und $I=6$ liegen. Dabei wird das 6^+ -Niveau bei der inelastischen Streuung wegen der hohen Drehimpulsbarriere kaum angeregt.

Mit diesen Rechnungen im Rahmen des Seniority-Modells können einige niedrigliegende Niveaus des ^{54}Fe in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund erklärt werden. Damit nicht beschreibbar sind das 2539 keV-Niveau mit $I=0$ und das 2961 keV-Niveau mit $I=2$.

Bei kollektiven Vibrationen treten niedrigliegende 0^+ -Niveaus auf. Es ist deshalb denkbar, daß das $I=0$ -Niveau durch diese Anregungsart erklärt werden kann. Die einfachste kollektive Schwingungsart sind Quadrupolvibrationen. Unter der Annahme eines harmonischen Oszillatorpotentials der Schwingung erhält man äquidistante Niveaus. Sie werden als „ n -Phononen-Anregung“ klassifiziert. Für $n=1$ erhält man ein Niveau mit $I=2^+$. Die 2-Phononen-Anregung besteht aus einem entarteten Triplet mit $I=0^+$, 2^+ und 4^+ . Für die Quantenübergänge zwischen Vibrationsniveaus gilt die Auswahlregel $\Delta n=1$. Das bedeutet, daß z. B. der direkte Übergang vom 2-Phononniveau in den Grundzustand verboten ist.

Die Entartung wird in einem anharmonischen Potential aufgehoben. Dadurch sind die Niveaus nicht mehr äquidistant. Kerman und Shakin¹⁸ haben Rechnungen unter Berücksichtigung anharmonischer Terme im Oszillatorpotential durchgeführt. Sie geben die Lage der verschiedenen Anregungsniveaus in Abhängigkeit von 3 Parametern an.

Für die kollektive Beschreibung der beiden 2,5 MeV-Niveaus des ^{54}Fe sprechen folgende Gründe:

a) Es konnten keine direkten Übergänge beobachtet werden.

b) Die Niveaus sind nahezu äquidistant: $\frac{E(3)}{E(1)} = \frac{2563 \text{ keV}}{1411 \text{ keV}} = 1,82$

c) Das Niveau mit $I=0$ kann erklärt werden.

Nach den Rechnungen von Kerman und Shakin¹⁸ liegt das 4^+ -Niveau stets energetisch höher als das zugehörige 0^+ -Niveau. Das 2561 keV-Niveau hat den Spin $I=0$. Somit kann das 2539 keV-Niveau nur $I=2$ haben. Wenn man das 1411 keV-Niveau als 1-Phononen-Anregung und die beiden 2,5 MeV-Niveaus als 2-Phononen-Anregung

18 Kerman, A. K., Shakin, C. M.: Phys. Letters **1**, 151 (1962).

auffaßt, kann man die in den Rechnungen auftretenden Parameter bestimmen: $\hbar\omega = 1,88 \text{ MeV}$, $(B')^2 = 0,070$, $\alpha = 0,082$.

Das 4^+ -Niveau liegt dann bei $2,74 \text{ MeV}$ und die 3-Phononen-Niveaus bei $3,4$ bis $4,0 \text{ MeV}$. Dieses Ergebnis ist ebenfalls in Fig. 10 eingetragen.

Thomas et al.⁷ haben nach den Messungen von Sperduto und Buechner⁶ unter der Annahme eines Triplets die Parameter bestimmt. Die von ihnen angegebenen Werte geben jedoch die Niveaus nicht richtig wieder, so daß ein Druckfehler vermutet wird.

Nach dem in dieser Arbeit berechneten Parametersatz erwartet man, wie erwähnt, das 4^+ -Niveau der 2-Phononen-Anregung bei $2,74 \text{ MeV}$. Bei Untersuchungen der inelastisch gestreuten Protonen mit Magnet-spektrometern bei Protoneneinschußenergien von $7,033$ und $11,7 \text{ MeV}$, sowie bei eigenen Untersuchungen bei ebenfalls $7,033 \text{ MeV}$ konnte dieses Niveau allerdings nicht gefunden werden.

Da weder ein Niveau bei 2534 keV noch eines bei $2,74 \text{ MeV}$ existiert, sind an Stelle der theoretisch erwarteten drei kollektiven 2-Phononen-Anregungszustände experimentell nur zwei nachgewiesen worden. Somit beschreiben auch diese Rechnungen im Rahmen des Vibrationsmodells das Termschema des ^{54}Fe nicht vollständig.

Bei den anderen Kernen der $1f_{7/2}$ -Schale bedarf es noch genauerer Untersuchungen, ob bei den 0^+ -Niveaus benachbarte 2^+ - und 4^+ -Niveaus als Glieder des 2-Phononen-Triplets auftreten. Bei ^{52}Cr ist dies der Fall: Es tritt die Spinfolge 2^+ , 4^+ , 6^+ der Seniority-2-Niveaus auf. Zwischen dem 4^+ - und 6^+ -Niveau liegen drei weitere Niveaus mit 0^+ , 2^+ und 4^+ , die nach den Rechnungen von Kerman und Shakin¹⁸ als das 2-Phononen-Triplett der Quadrupolvibration aufgefaßt werden können. Andererseits läßt sich aus dem Ergebnis der $^{54}\text{Cr}(p, t)^{52}\text{Cr}$ -Reaktion¹⁹ schließen, daß das 0^+ -Niveau des ^{52}Cr durch die Rumpfanregung eines Neutronenpaares zustande kommt. Die Diskussion über die Anregungsmechanismen für die niedrigliegenden Niveaus der Kerne der $1f_{7/2}$ -Schale ist somit noch nicht abgeschlossen.

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann danken wir sehr für sein stetes Interesse und seine wohlwollende Förderung dieser Arbeit. Herrn Dipl.-Phys. H.H. Cuno danken wir für die Vervollständigung des „DUAL-512“-Analysierprogramms. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung und der Deutschen Forschungsgemeinschaft sind wir für die bereitgestellten Geräte und Sachmittel zu Dank verpflichtet.

19 Whitten, C.A.: Phys. Rev. **156**, 1228 (1967).

Dipl.-Phys. Dr. Werner Kreische
Dipl.-Phys. Dr. Werner Lampert
Dipl.-Phys. Dr. Georg Loos
cand.-phys. Dieter Weltle
Tandemlabor des Physikalischen Instituts
der Universität Erlangen-Nürnberg
8520 Erlangen, Erwin-Rommel-Str. 1

Lebenslauf

Am 29. Mai 1939 wurde ich als einziges Kind des Bäckermeisters Georg Lampert und seiner Ehefrau Maria, geb. Reithinger, in Nürnberg geboren.

Vom 1. September 1945 bis Juli 1946 besuchte ich die Volksschule in Wendelstein bei Nürnberg. Vom September 1946 bis Juli 1949 ging ich in Nürnberg in die Volksschule. Am 1. September 1949 trat ich in die Dürer-Oberrealschule in Nürnberg ein. Dort legte ich im Juni 1958 mit Erfolg die Reifeprüfung ab.

Im WS 1958/59 begann ich mit dem Studium der Physik an der Universität Erlangen. Am 28.2.1962 bestand ich die Diplom-Vorprüfung. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann an. Während des WS 63/64, des SS 64 und im November und Dezember 1964 war ich als studentische Hilfskraft am Institut beschäftigt. Am 10. 5.1965 legte ich die Diplom-Hauptprüfung mit Erfolg ab.

Anschließend begann ich bei Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann meine Dissertation. In der Zeit vom 15. 5.1965 bis 31. 7.1966 war ich als wissenschaftliche Hilfskraft beschäftigt. Vom 1. 8.1966 an wurde ich mit der Verwaltung der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten betraut.

(Werner Lampert)

